

**Magnetische und elektrische Hyperfeinstrukturen
der 14.4 und 23.9 keV γ -Strahlung des Fe 57 und Sn 119
in Eisen-Zinn- und Kobalt-Zinn-Legierungen**

von

Volker E. G. Beckmann

aus

Breslau



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546303_0081

**Magnetische und elektrische Hyperfeinstrukturen
der 14.4 und 23.9 keV γ -Strahlung des Fe 57 und Sn 119
in Eisen-Zinn- und Kobalt-Zinn-Legierungen**

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Volker E. G. Beckmann

aus

Breslau

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen - Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung: 23. Juli 1969

Dekan	:	Prof. Dr. H. Wegener
Erstberichterstatter	:	Prof. Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter	:	Prof. Dr. B. Ilschner

Inhalt

Zusammenfassung

I) Einleitung	2
II) Mössbauerspektren des Fe57 und Sn119 bei elektrischer und magnetischer Hyperfeinwechselwirkung	
1) Elektrische HFS	3
2) Magnetische HFS	4
3) Kombinierte elektrische und magnetische Hyperfeinwechselwirkung	5
4) Bestimmung des Mössbauerspektrums	8
III) Experimentelle Ergebnisse	
1) Vorbemerkungen	13
2) FeSn und CoSn	
a) Kristallstruktur und magnetische Ordnung	14
b) Experimentelle Ergebnisse	16
c) Diskussion	21
3) FeSn ₂ und CoSn ₂	
a) Kristallstruktur und magnetische Eigenschaften	27
b) Experimentelle Ergebnisse	28
c) Diskussion	32

Zusammenfassung

In den antiferromagnetischen intermetallischen Verbindungen FeSn und FeSn₂ wurden die Hyperfeinwechselwirkungen des Fe⁵⁷ und Sn¹¹⁹ mit Hilfe des Mössbauereffekts untersucht. An den Fe-Kernen und einem Teil der Sn-Kerne treten in beiden Legierungen simultan magnetische und elektrische Wechselwirkungen auf, deren Quantisierungsrichtungen im allgemeinen nicht zusammenfallen.

Im FeSn betragen die Winkel zwischen dem inneren Magnetfeld und dem elektrischen Feldgradienten am Fe 0° und 60°, bzw. am Sn^{III} 90°. Daraus läßt sich schließen, daß das Magnetfeld am Sn^{III}-Kern in derselben Ebene wie das am Fe liegt. Aus den experimentell bestimmten und den aus der Kristallstruktur berechneten elektrischen Feldgradienten ergibt sich, daß der Leitungselektronenfeldgradient am Sn^{III} dasselbe und am Fe das entgegengesetzte Vorzeichen wie der Kristallfeldgradient hat.

Im Sn-Spektrum des FeSn₂ wurde neben dem bereits bekannten Magnetfeld von 30 KG (bei Stickstofftemperatur) ein zweites von 56 KG gefunden. Die Spektren dieser Verbindung lassen sich deuten unter der Annahme, daß die Fe-Spins in [110]-Richtung orientiert sind. Mit äußeren Magnetfeldern bis zu 50 KG konnten die Untergittermagnetisierungen des FeSn₂ bei 4.2°K nicht aus der leichten Achse herausgedreht werden.

Die analogen Co-Legierungen CoSn und CoSn₂ zeigen keine magnetische HFS an den Sn-Kernen. Die Sn-Spektren sind im Rahmen der Meßgenauigkeit identisch mit denen des FeSn und FeSn₂ im paramagnetischen Zustand.

I) Einleitung

Zur Untersuchung der Spinstruktur magnetisch geordneter Substanzen mit Hilfe der Kernresonanzfluoreszenz eignen sich in besonderem Maße FeSn-Legierungen, da beide Legierungskomponenten ein für den Mössbauereffekt geeignetes Isotop besitzen. Alle intermetallischen FeSn-Phasen sind bei genügend tiefer Temperatur magnetisch geordnet, daher treten in diesen Verbindungen temperaturabhängige Magnetfelder an den Fe-Kernen und teilweise an den Kernen der diamagnetischen Sn-Ionen auf. Durch Vergleich der Fe- und der Sn-Spektren kann man Aussagen über die Superaustauschwechselwirkung machen.

In den intermetallischen Verbindungen des FeSn-Systems wirken an den Fe- oder an den Sn-Kernen z.T. kräftige elektrische Feldgradienten (EFG), die neben der magnetischen eine starke elektrische Hyperfeinwechselwirkung hervorrufen. Da die Form des Mössbauerspektrums in charakteristischer Weise vom Vorzeichen des EFG und seiner Richtung relativ zum inneren Feld abhängt, kann man in diesen Fällen aus den Spektren in Verbindung mit Neutronenbeugungsmessungen Rückschlüsse auf die magnetische Struktur der Substanz ziehen. Ferner läßt sich durch Vergleich mit den von den Gitterionen hervorgerufenen Kristallfeldgradienten der Beitrag der Leitungselektronen zum Gesamtfeldgradienten abschätzen.

Im Folgenden wird über Messungen der Hyperfeinstruktur (HFS) des Fe57 und Sn119 in FeSn und FeSn₂ berichtet. Diese intermetallischen Verbindungen sind unterhalb von $T_N = 370^\circ\text{K}$ bzw. $T_N = 380^\circ\text{K}$ antiferromagnetisch. Die Ergebnisse werden mit denen der isomorphen CoSn-Legierungen CoSn und CoSn₂ verglichen.

Teil II enthält die Berechnung der Mössbauerspektren des Fe57 und Sn119 bei gleichzeitiger magnetischer und elektrischer Hyperfeinwechselwirkung. Im dritten Teil werden die experimentellen Ergebnisse anhand dieser Rechnungen diskutiert.

II. Mössbauerspektren des Fe57 und Sn119 bei elektrischer und magnetischer Hyperfeinwechselwirkung

Charakteristisch für die HFS-Spektren der Fe57- und Sn119-Kerne in den FeSn-Legierungen ist unterhalb der Néeltemperatur eine simultane magnetische Dipol- und elektrische Quadrupolwechselwirkung. Zur Analyse der Messungen mußten daher die Mössbauerspektren dieser Kerne bei gleichzeitiger elektrischer und magnetischer Wechselwirkung berechnet werden. Entsprechend der Kerndrehimpulse der Mössbauer-niveaus und der Grundzustände im Fe57 und Sn119 wurden die folgenden Rechnungen für $j=3/2$ und $j=1/2$ durchgeführt.

1) Elektrische HFS

Die Wechselwirkung eines Kernspins j ($j \geq 1$) mit einem elektrostatischen Potential V wird durch folgenden Hamilton-operator $\mathcal{H}_Q$ beschrieben [1]:

$$\mathcal{H}_Q = \frac{eQ}{2j(2j-1)} [V_{zz}j_z^2 + V_{xx}j_x^2 + V_{yy}j_y^2] \quad (1)$$

e : (pos.) Elementarladung

Q : Kernquadrupolmoment

V_{ii} : 2. Ableitung des Potentials am Kernort nach $i = x, y, z$

Das Koordinatensystem x, y, z ist so gewählt, daß $V_{ik} \sim \delta_{ik}$ ist.

Mit Hilfe der Laplace-Gl. $\sum_i V_{ii} = 0$ und dem Asymmetrieparameter

$$\eta = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}}$$

lassen sich aus (1) V_{xx} und V_{yy} eliminieren:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_Q &= \frac{eQV_{zz}}{4j(2j-1)} [3j_z^2 - j(j+1) + \eta(j_x^2 - j_y^2)] \\ &= \frac{eQV_{zz}}{4j(2j-1)} [3j_z^2 - j(j+1) + \frac{\eta}{2}(j_+^2 - j_-^2)] \end{aligned} \quad (2)$$

Für $\eta=0$ fällt der letzte Term weg und die Eigenzustände von $\mathcal{H}_Q$ können sofort angegeben werden: $|j_z=m\rangle$. Die Quantisierungsachse ist die Richtung von V_{zz} . Die Eigenwerte lauten in diesem Fall:

$$E(m) = \frac{eQV_{zz}}{4} \cdot \frac{3m^2 - j(j+1)}{j(2j-1)}$$

Zustände, die sich nur im Vorzeichen von m unterscheiden, sind entartet.

Für $\eta \neq 0$ ergibt sich die Lösung durch Diagonalisierung der Hamiltonmatrix:

$$H_Q = (\langle m_i | \mathcal{H}_Q | m_j \rangle)$$

H_Q hat für $j=3/2$ die Form:

$$H_Q(j=3/2) = eQV_{zz}/4 \begin{pmatrix} 1 & 0 & \eta/\sqrt{3} & 0 \\ 0 & -1 & 0 & \eta/\sqrt{3} \\ \eta/\sqrt{3} & 0 & -1 & 0 \\ 0 & \eta/\sqrt{3} & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Die zugehörigen Eigenwerte sind

$$E(m, \eta) = E(m) \cdot \sqrt{1 + \eta^2/3}$$

Die Eigenzustände sind Linearkombinationen aus den $|m\rangle$. Weil j halbzahlig ist, wird entsprechend dem Theorem von Kramers die Entartung nicht aufgehoben.

Magnetische HFS

Der Hamiltonoperator für die Wechselwirkung eines magnetischen Moments $\underline{\mu}_a$ mit einem Magnetfeld $\underline{H}$ lautet:

$$\mathcal{H}_M = -\underline{\mu}_a \cdot \underline{H} = -g_a \mu_B \underline{I} \cdot \underline{H} \quad (4)$$

Wählt man das Magnetfeld als Quantisierungsachse, so lautet die zugehörige Hamiltonmatrix im System der $|j_z=m\rangle$ -Zustände für $j=3/2$:

$$H_M(j=3/2) = -\frac{\mu_a H}{3/2} \begin{pmatrix} 3/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3/2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

Die Eigenwerte sind also

$$E(m) = -\frac{\mu_a H}{3/2} \cdot m$$

3) Kombinierte elektrische und magnetische Hyperfeinwechselwirkung

Zur Beschreibung simultaner magnetischer und elektrischer Wechselwirkung werden die beiden Matrizen H_M und H_Q auf eine gemeinsame Quantisierungsachse bezogen und addiert. Hier wird die z-Komponente des diagonalisierten Feldgradiententensors V_{zz} in Magnetfeldrichtung gedreht und das Magnetfeld als gemeinsame Quantisierungsrichtung gewählt.

Zur Bestimmung der Matrix H_Q für die Quadrupolwechselwirkung mit der Magnetfeldrichtung $\underline{H}$ als Quantisierungsachse wird die Orientierung von V_{zz} relativ zu $\underline{H}$ durch die in Abb. 1 definierten Winkel $\mathcal{J}$, φ und ψ festgelegt.

Das Magnetfeld $\underline{H}$ weise in z-Richtung des kartesischen Koordinatensystems $\underline{e}_x, \underline{e}_y, \underline{e}_z$. Der elektrische Feldgradient V_{ii} sei diagonal in einem Koordinatensystem $\underline{x}', \underline{y}', \underline{z}'$, dessen $\underline{z}'$ -Achse mit der Magnetfeldrichtung $\underline{e}_z$ den Winkel $\mathcal{J}$ bildet. φ ist der Winkel zwischen der $\underline{e}_x$ -Achse und der Projektion von $\underline{z}'$ in die $\underline{e}_x \underline{e}_y$ -Ebene. Die Schnittlinie zwischen der $\underline{x}' \underline{y}'$ -Ebene und der Ebene, die von $\underline{z}'$ und der Projektion von $\underline{z}'$ in die $\underline{e}_x \underline{e}_y$ -Ebene aufgespannt wird, heiße S. Der Winkel zwischen $\underline{x}'$ und S ist ψ .

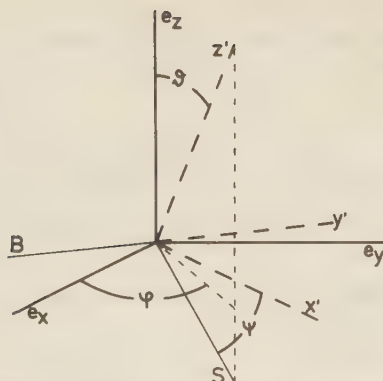


Abb. 1: Orientierung der elektrischen und magnetischen Quantisierungsachsen V_{zz} und $\underline{H}$. Das Magnetfeld weist in Richtung von e_z und V_{zz} ist parallel zu z' .

Gemäß Abb. 1 wird das gestrichelte Koordinatensystem durch folgende drei Drehungen in das ungestrichene überführt [2]:

1. $D_z, (-\pi/2-\psi)$:

Drehung um z' um $-(\pi/2+\psi)$. Dadurch geht die x' -Achse in B über. B liegt in der $e_x e_y$ -Ebene.

2. $D_x, (\mathcal{J})$:

Drehung um $x'=B$ um den Winkel $\mathcal{J}$, sodaß e_z und z' zusammenfallen.

3. $D_z, (\pi/2-\varphi)$:

Drehung um die neue z' -Achse um den Winkel $\pi/2-\varphi$. Dadurch sind die beiden Koordinatensysteme zur Deckung gebracht.

Diese Transformation des EFG-Koordinatensystems in das Magnetfeldsystem wird durch eine Gesamtdrehmatrix D beschrieben, die das Produkt der Drehmatrizen der drei Einzeldrehungen ist:

$$D = D_z, (\pi/2-\varphi) * D_x, (\mathcal{J}) * D_z, (-\pi/2-\psi)$$

Mit Hilfe der Gesamtmatrix D wird durch die Transformation

$$H'_Q = D \cdot H_Q \cdot D^+$$

die Hamiltonmatrix H_Q in dasselbe Koordinatensystem wie H_M gebracht. Als Gesamthamiltonian $H^a = H_M + H'_Q$ mit der Magnetfeldrichtung als Quantisierungsachse erhält man auf diese Weise für $j=3/2$:

$$H^a = \begin{pmatrix} d_1 & a & b & 0 \\ a^* & d_2 & 0 & b \\ b^* & 0 & d_3 & -a \\ 0 & b^* & -a^* & d_4 \end{pmatrix} \quad (6)$$

mit:

$$\begin{aligned} d_1 &= 3m + q[1 - \sin^2 \vartheta (\sqrt{3} - e' \cos 2\psi) \sqrt{3}/2] \\ d_2 &= m - q[\quad \quad \quad " \quad \quad \quad] \\ d_3 &= -m - q[\quad \quad \quad " \quad \quad \quad] \\ d_4 &= -3m + q[\quad \quad \quad " \quad \quad \quad] \\ a &= q \cdot \sin \vartheta [\cos \vartheta (\sqrt{3} - e' \cos 2\psi) + ie' \sin 2\psi] \exp(-i\varphi) \\ b &= q [\sin^2 \vartheta (\sqrt{3} - e' \cos 2\psi)/2 + e' (\cos 2\psi - i \cos \vartheta \sin 2\psi)] \exp(-2i\varphi) \end{aligned}$$

Dabei wurde zur Abkürzung gesetzt

$$m = -\mu_a H/3 \quad q = eQV_{zz}/4 \quad e' = \eta/\sqrt{3}$$

Die Eigenwerte E_1^a sind die Nullstellen des charakteristischen Polynoms und die Eigenzustände Linearkombinationen aus den reinen m -Zuständen:

$$|E_1^a\rangle = A_{3/2}^1 |3/2\rangle + A_{1/2}^1 |1/2\rangle + A_{-1/2}^1 |-1/2\rangle + A_{-3/2}^1 |-3/2\rangle \quad (6a)$$

Da die Elemente der Hamiltonmatrix H^a von der Orientierung der elektrischen Quantisierungsachse relativ zum Magnetfeld abhängen, sind die Eigenwerte E_1^a und die Amplituden $A_{m_a}^1$ Funktionen von ϑ , φ und ψ .

Die Matrix (6) gilt für einen Kernspin $j=3/2$, also z.B. für die Mössbauerniveaus im Fe57 und Sn119. Zur Berechnung des Mössbauerspektrums dieser Nuklide benötigt man noch die entsprechenden Matrizen für die Grundzustände, die bei beiden Kernen den Spin $j=1/2$ haben. Die Matrix ist daher eine 2×2 -Matrix und enthält nur den magnetischen Anteil, da für

$j=1/2$ das Kernquadrupolmoment Q verschwindet:

$$H^G = - \frac{\mu_B H}{1/2} \begin{pmatrix} 1/2 & 0 \\ 0 & -1/2 \end{pmatrix} \quad (7)$$

Als Quantisierungsachse wurde wie im angeregten Zustand die Magnetfeldrichtung gewählt. Da H^G diagonal ist, lassen sich die Eigenwerte und Eigenzustände sofort angeben:

$$E_m^G = - \frac{\mu_B H}{1/2} \cdot m_g$$

$$|E_m^G\rangle = |m_g\rangle$$

oder formal:

$$|E_m^G\rangle = \sum_{m_g} G_{m_g} |m_g\rangle \quad (7a)$$

Dabei ist immer eine Amplitude G_{m_g} gleich 1 und die andere verschwindet.

Bestimmung des Mössbauerspektrums

Die Lagen der einzelnen HFS-Linien sind gegeben durch die Differenzen der Eigenwerte des angeregten und des Grundzustandes:

$$E_i^a - E_k^G$$

Zur Bestimmung der Linienintensitäten müssen die entsprechenden Übergangsamplituden berechnet werden. Sie lauten für Dipolübergänge zwischen reinen $|j_a, m_a\rangle$ - und $|j_g, m_g\rangle$ -Zuständen nach [3]:

$$H_{m_g, m_a}^\pi \equiv \langle j_g, m_g | H_{Dip}^\pi | j_a, m_a \rangle$$

$$\sim \sum_q (-1)^{-q+2j_g+j_a-m_g+1} \begin{pmatrix} j_a & j_g & 1 \\ -m_a & m_g & -q \end{pmatrix} \cdot (\pi^* \cdot \underline{e}_q) \quad (8)$$

Dabei ist $\underline{\pi}$ der Polarisationsvektor der emittierten Dipolstrahlung. Die $\underline{e}_q$ ($q = 0, \pm 1$) sind sphärische Einheitsvektoren, die durch die γ -Emissionsrichtung $\underline{k}$ und die Quantisierungsachse festgelegt sind (vgl. Abb. 2).

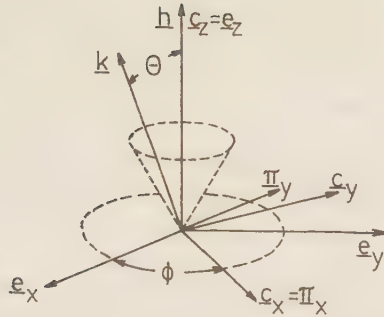


Abb. 2: Definition der Koordinatensysteme zur Berechnung der Übergangsamplituden.

Die Einheitsvektoren sind folgendermaßen definiert:

$$\underline{c}_z = \underline{h} \quad \underline{c}_x = [\underline{h}, \underline{k}] / (k \cdot \sin \theta) \quad \underline{c}_y = [\underline{c}_z, \underline{c}_x]$$

$$\underline{e}_0 = \underline{c}_z \quad \underline{e}_{\pm 1} = \mp (\underline{c}_x \pm i \underline{c}_y) / \sqrt{2}$$

$$\underline{\pi}_x = \underline{c}_x = (\underline{e}_{-1} - \underline{e}_{+1}) / \sqrt{2} \quad \underline{\pi}_y = [\underline{k}, \underline{\pi}_x] / k = [\underline{k}, (\underline{e}_{-1} - \underline{e}_{+1})] / (k\sqrt{2})$$

$\underline{h}$ ist ein Einheitsvektor in Magnetfeldrichtung. Nach Formel (8) wurden die Übergangsamplituden $\langle i_c | H_{\text{Dip}}^{\pi} | j_c \rangle$ für Zustände, die im $\underline{c}_x, \underline{c}_y, \underline{c}_z$ -System definiert sind, berechnet. Sie sind in Tabelle 1 angegeben. Die i_c und j_c sind die magnetischen Quantenzahlen der Spins des Grundzustandes und des angeregten Zustandes im $\underline{c}_x, \underline{c}_y, \underline{c}_z$ -System, d. h. $i_c = \pm 1/2$ und $j_c = \pm 3/2, \pm 1/2$.

Die im vorangehenden Abschnitt berechneten Zustände $|E^a\rangle$ und $|E^g\rangle$ sind im $\underline{e}_x, \underline{e}_y, \underline{e}_z$ -System definiert, das durch Drehung um Φ um die $\underline{c}_z$ -Achse in das $\underline{c}_x, \underline{c}_y, \underline{c}_z$ -System übergeht. Sie hängen daher über die Drehmatrizen $D_{c_z}(\Phi)$ für die Spins $3/2$ und $1/2$ und die Entwicklungskoeffizienten A_{m_a} und G_{m_g} mit den Zuständen $|j_c\rangle$ und $|i_c\rangle$ zusammen:

$$\langle j_c | E^a \rangle = \langle j_c | \sum_{m_a} A_{m_a} | m_a \rangle = \sum_{m_a} A_{m_a} \cdot d_{j_c m_a}$$

$$\langle E^g | i_c \rangle = \left(\sum_{m_g} G_{m_g} \langle i_c | m_g \rangle \right)^* = \sum_{m_g} G_{m_g}^* \cdot d_{i_c m_g}^*$$

$m_g \leftarrow m_a$	$\langle m_g H_{Dip}^{\pi_x} m_a \rangle$	$\langle m_g H_{Dip}^{\pi_y} m_a \rangle$
1/2 , 3/2	$\sqrt{2}/4$	$i \sqrt{2}/4 \cos \theta$
-1/2 , -3/2	$-\sqrt{2}/4$	$i \sqrt{2}/4 \cos \theta$
1/2 , 1/2	0	$-1/\sqrt{6} \sin \theta$
-1/2 , -1/2	0	$-1/\sqrt{6} \sin \theta$
1/2 , -1/2	$-\sqrt{6}/12$	$i\sqrt{6}/12 \cos \theta$
-1/2 , 1/2	$\sqrt{6}/12$	$i\sqrt{6}/12 \cos \theta$
1/2 , -3/2	0	0
-1/2 , 3/2	0	0

Tab. 1: Übergangsamplituden zwischen reinen $|m\rangle$ -Zuständen im c_x, c_y, c_z -System für in π_x - und π_y -Richtung linear polarisierte Dipolstrahlung. Der Winkel θ legt die Beobachtungsrichtung fest (vgl. Abb. 2).

$d_{j_c m_a}$ und $d_{i_c m_g}$ sind die Elemente der Drehmatrizen $D_{c_z}(\Phi)$ für den angeregten Zustand und den Grundzustand.

Damit ergibt sich als Übergangsamplitude:

$$\begin{aligned} \langle E^g | H_{Dip}^{\pi} | E^a \rangle &= \sum_{i_c, j_c} \langle E^g | i_c \rangle \langle i_c | H_{Dip}^{\pi} | j_c \rangle \langle j_c | E^a \rangle \\ &= \sum_{i_c, j_c} \langle i_c | H_{Dip}^{\pi} | j_c \rangle \sum_{m_a, m_g} A_{m_a} \cdot d_{j_c m_a} \cdot G_{m_g}^* \cdot d_{i_c m_g}^* \end{aligned} \quad (9)$$

Da die Drehmatrizen für Drehungen um die z-Achse diagonal sind, enthalten die Summationen über m_a und m_g nur einen Term, und die Übergangsamplitude vereinfacht sich zu:

$$\langle E^g | H_{Dip}^{\pi} | E^a \rangle = \sum_{i_c, j_c} \langle i_c | H_{Dip}^{\pi} | j_c \rangle d_{i_c i_c}^* \cdot d_{j_c j_c} \cdot G_{i_c}^* \cdot A_{j_c}$$

Durch Umbenennung der Summationsindizes i_c und j_c in m_g und m_a erhält man damit als Intensität $I_{g,a}$ durch Bildung des Betragsquadrats der Übergangsamplitude:

$$I_{g,a} \sim \sum_{\pi} \left| \sum_{m_a, m_g} A_{m_a} \cdot G_{m_g}^* \langle m_g | H_{Dip}^{\pi} | m_a \rangle d_{m_a m_a} \cdot d_{m_g m_g}^* \right|^2 \quad (10)$$

Die Summation über π bezieht sich auf die beiden Polarisationszustände π_x und π_y .

Für Messungen mit polykristallinen Absorbern ist die Beobachtungsrichtung $\underline{k}$ statistisch zur Quantisierungsachse $\underline{H}$ verteilt und man hat in (10) über die Winkel θ und ϕ , die in den Matrixelementen auftauchen, zu mitteln. *)

Da die Entwicklungskoeffizienten A_{m_a} und G_{m_g} nach (6a) und (7a) vom Eigenwertproblem her bekannt sind, sind damit die relativen Intensitäten der HFS-Linien bestimmt.

Bei gleichzeitiger magnetischer Dipol- und elektrischer Quadrupolwechselwirkung sind also im allgemeinen die Zustände gemischt. Daher treten im Mössbauerspektrum des ^{57}Fe und ^{119}Sn auch die Linien auf, die wegen der Auswahlregel $|\Delta m| \leq 1$ für Dipolübergänge zwischen reinen Zuständen verboten sind. Das heißt, daß bei Mischung der $|m\rangle$ -Zustände der Mössbauerniveaus das HFS-Spektrum aus acht Linien besteht. Die Intensität der zwei zusätzlichen Linien wird am größten, wenn die elektrische und die magnetische Wechselwirkung etwa gleich stark sind. Das entspricht bei den üblichen Quadrupolaufspaltungen magnetisch geordneter Fe-Verbindungen von etwa 0.5 mm/sec Magnetfeldern der Größenordnung 15 KG. Bei diesen schwachen Feldstärken sind die einzelnen Linien im ^{57}Fe -Spektrum noch nicht aufgelöst und daher die zusätzlichen Linien nicht sichtbar. Die Quadrupolaufspaltungen beim ^{119}Sn sind zwar im allgemeinen größer als beim Fe, jedoch ist hier auch die natürliche Linienbreite ca. 3.5 mal größer. Daher können auch beim Sn die zwei zusätzlichen Linien kaum aufgelöst werden.

In den Linienintensitäten spiegelt sich jedoch auch bei den bereits gut aufgelösten Spektren die Zustandsmischung wider.

*) In Wirklichkeit wird $\underline{k}$ festgehalten und über die Kristallrichtungen gemittelt (Pulvermittlung). Das führt aber zum gleichen Resultat wie die Mittelung über $\underline{k}$.

Dies ist auch aus Abb. 3 ersichtlich, in der schematisch die Mössbauerspektren des Fe57 bei einer elektrischen Quadrupolaufspaltung von +1 mm/sec für verschiedene Magnetfelder und Winkel ϑ zwischen dem elektrischen Feldgradienten und der Magnetfeldrichtung widergegeben sind. Bei negativer Quadrupolaufspaltung ergeben sich dieselben Spektren, jedoch sind positive und negative Geschwindigkeiten vertauscht.

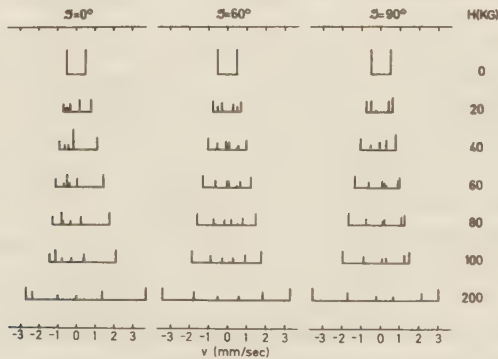


Abb. 3: Abhängigkeit der HFS-Spektren des Fe57 vom Winkel zwischen elektrischer und magnetischer Quantisierungsachse für verschiedene Magnetfelder H. Die elektrische Quadrupolaufspaltung beträgt +1.0 mm/sec. ($\varphi=\psi=\eta=0$)

Das zeigt also, daß bei gleichzeitiger, und vor allem bei vergleichbar starker elektrischer Quadrupol- und magnetischer Dipolwechselwirkung die Form des Mössbauerspektrums entscheidend von der relativen Orientierung des Magnetfeldes und des elektrischen Feldgradienten am Kernort abhängt. Da außerdem eine - allerdings nicht ganz so starke - Abhängigkeit vom Asymmetrieparameter η besteht, kann man aufgrund dieser Rechnungen aus den Spektren folgende Größen entnehmen:

- 1) Den Betrag des inneren Magnetfeldes
- 2) Den Betrag der Quadrupolaufspaltung
- 3) Das Vorzeichen des elektrischen Feldgradienten V_{zz}

- 4) Den Winkel zwischen dem inneren Feld und V_{zz}
- 5) Den Asymmetrieparameter η .

III. Experimentelle Ergebnisse

1) Vorbemerkungen

Die intermetallischen Verbindungen FeSn , FeSn_2 , CoSn und CoSn_2 wurden aus Fe- und Sn-, bzw. Co- und Sn-Pulver hergestellt. Die Ausgangssubstanzen wurden im stöchiometrischen Verhältnis in He-Atmosphäre mindestens 12 h gemischt, in Pillenform gepreßt und unter Vakuum in Pyrex- oder Quarzampullen zwischen 7 und 21 Tagen auf einer Temperatur, die jeweils etwa 10°C bis 20°C unter der peritektischen Temperatur lag, gehalten. Anschließend wurden die Proben im Ofen innerhalb von mehreren Stunden langsam auf Raumtemperatur abgekühlt.

Im Röntgenbeugungsspektrum der pulverisierten Proben traten alle in der ASTM-Kartei verzeichneten Reflexe der jeweiligen Substanz und zusätzlich die intensivsten Linien des β -Sn auf. Das Intensitätsverhältnis der stärksten Sn- und $\text{FeSn}(\text{CoSn})$ -Reflexe, bzw. Sn- und $\text{FeSn}_2(\text{CoSn}_2)$ -Reflexe betrug etwa 1:3, bzw. 1:10.

Bei sämtlichen Messungen wurde die Quelle mittels eines kommerziellen elektromagnetischen Antriebs *) mit dreiecksförmiger Geschwindigkeitsverteilung bewegt. Die Zählrate der 14.4 keV γ -Strahlung des Fe57 und der 23.9 keV γ -Strahlung des Sn119 hinter dem Resonanzabsorber wurde als Funktion der Relativgeschwindigkeit zwischen Quelle und Absorber in die ersten 256 Kanäle eines 512-Kanalanalysators gespeichert. In der zweiten Hälfte des Vielkanals wurde ein Vergleichsspektrum der 123 keV γ -Strahlung des Fe57 registriert.

*) Friesecke und Höpfner, Erlangen, Modell FHT 800 A

Die Quellen waren kommerzielle Einzellinienquellen *), und zwar in eine Cu-Matrix eindiffundiertes Fe⁵⁷ und Sn^{119m} in Form von SnMg₂. Die Halbwertsbreite der 14.4 keV Mössbauerlinie der Fe-Quelle hinter einem Na₄Fe(CN)₆ · 10 H₂O-Absorber (10 mg Fe/cm²) betrug 0.245 ± 0.005 mm/sec. Da die Debye-Waller-Faktoren des Sn und seiner Verbindungen bei Raumtemperatur nur noch etwa halb so groß sind wie bei T $\approx$ 0, sind die Halbwertsbreiten der Sn-Absorptionslinien stark von der Quellen- und Absorbertemperatur abhängig. Das Absorptionsspektrum der 23.9 keV γ -Strahlung des Sn¹¹⁹ mit einem β -Sn-Absorber (40 mg Sn/cm²) besteht aus einer Einzellinie, deren Halbwertsbreite bei Raumtemperatur 0.96 ± 0.05 mm/sec und bei Stickstofftemperatur des Absorbers (Quelle auf Raumtemperatur) 1.54 ± 0.04 mm/sec betrug.

Bei den Messungen im He-Kryostat waren Absorber und Quelle auf He-Temperatur. Die Halbwertsbreite der Absorptionslinie betrug in diesem Fall bei einer Absorberdicke von 20 mg Sn/cm² 1.97 ± 0.07 mm/sec.

Alle Absorber waren polykristallin. Die Fe-Spektren wurden mit Absorbern mit einem Fe-Gehalt von 10 mg Fe/cm² und die Sn-Spektren mit einem Sn-Gehalt von 43 mg Sn/cm² aufgenommen. Bei den Sn-Messungen wurde die K $_{\alpha}$ -Röntgenstrahlung des Sn mit einem PdO₂-Filter (100 mg Pd/cm²) um etwa 99% geschwächt. Dieser Filter absorbierte die Mössbauerstrahlung des Sn¹¹⁹ zu etwa 65%.

2) FeSn und CoSn

a) Kristallstruktur und magnetische Ordnung

Die intermetallischen Verbindungen FeSn und CoSn kristallisieren in der hexagonalen B35-Struktur. Abb. 4 zeigt die Einheitszelle dieses Gittertyps.

*) NEN Chemicals, Dreieichenhain

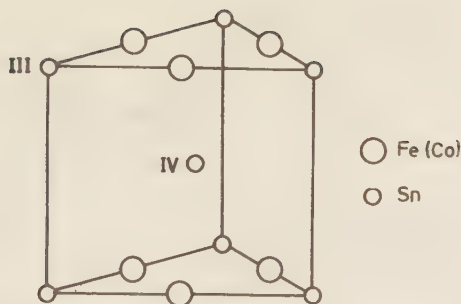


Abb. 4: Kristallstruktur des FeSn und CoSn.

Die c-Achse ist vertikal.

Die Fe- bzw. Co-Ionen sitzen zusammen mit Sn-Ionen in c-Ebenen. Zwischen je zwei FeSn- bzw. CoSn-Schichten liegt eine reine Sn-Schicht. Die Gitterkonstanten betragen [4] für FeSn

$$a = 5.300 \text{ \AA} \quad c = 4.449 \text{ \AA}$$

und für CoSn

$$a = 5.279 \text{ \AA} \quad c = 4.259 \text{ \AA}$$

Alle 3d-Ionen sind auf kristallographisch gleichwertigen Gitterplätzen eingebaut. Die nächsten Nachbarn eines 3d-Ions sind vier 3d-Ionen und zwei Sn-Ionen, die ein reguläres Sechseck in der c-Ebene bilden.

Das Sn besetzt zwei verschiedene Gitterplätze:

a) Sn-Ionen auf Platz III liegen zusammen mit Fe-, bzw. Co-Ionen in einer Schicht. Sie sind von sechs Fe(Co)-Ionen, die in Form eines regulären Sechseckes angeordnet sind, als nächste Nachbarn umgeben.

b) In der Sn-Schicht hat das Sn auf Platz IV 2x3 Fe(Co)-Ionen als nächste Nachbarn, die ein gleichseitiges Prisma bilden. Es gibt doppelt so viele SnIV-Plätze wie SnIII-Plätze.

FeSn ist antiferromagnetisch mit einer Néeltemperatur von 370°K [5]. Anhand von Neutronenbeugungsmessungen schlugen Yamaguchi und Watanabe [6] die in Abb. 5 gezeigte antiferromagnetische Struktur vor.

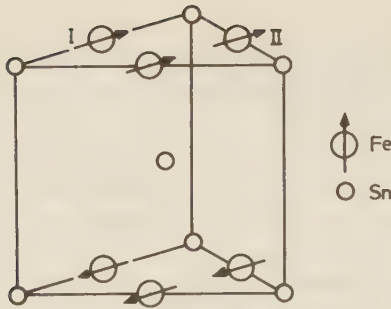


Abb. 5: Antiferromagnetische Struktur des FeSn nach Yamaguchi und Watanabe [6]

Innerhalb der c-Ebenen sind also die Fe-Spins ferromagnetisch gekoppelt. Das antiferromagnetische Verhalten des FeSn kommt dadurch zustande, daß die Magnetisierungsrichtungen benachbarter Fe-Schichten antiparallel stehen.

Über die magnetischen Eigenschaften des analogen CoSn ist nichts bekannt.

b) Experimentelle Ergebnisse

Das HFS-Spektrum des Fe57 zeigt oberhalb der Néeltemperatur des FeSn eine durch elektrische Quadrupolwechselwirkung hervorgerufene Doppellinie. Im antiferromagnetisch geordneten Zustand (Abb. 6) beobachtet man eine komplizierte Struktur, deren Gesamtaufspaltung mit fallender Temperatur wächst.

Dieses Spektrum deuteten Both et al. [7] als Überlagerung zweier Sextette, die Fe-Ionen auf zwei verschiedenen Gitterplätzen entsprechen. Als besten Fit erhielten sie folgende Werte für die Messung bei 4.2°K:

- 1) Die Intensitäten der beiden Systeme verhalten sich wie 2:1
- 2) Dem intensiveren Sextett entspricht ein effektives Magnetfeld von 158 KG, dem anderen von 146 KG
- 3) Beim intensiveren Sextett beträgt der Winkel zwischen dem inneren Magnetfeld und dem am Kernort wirkenden EFG 60°, beim zweiten 0°.
- 4) Die Isomerieverschiebung zwischen den beiden Systemen ist Null.

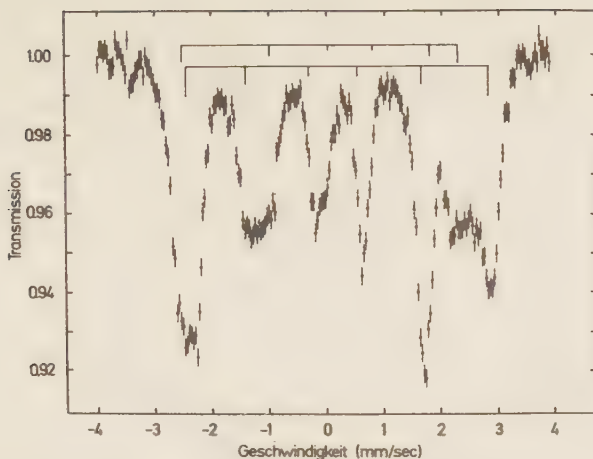


Abb. 6: Mössbauerspektrum des FeSn bei 4.2°K.

Die Quelle war Fe57 in Cu.

Die Mössbauerspektren des Sn¹¹⁹ im CoSn und FeSn im paramagnetischen Zustand unterscheiden sich kaum voneinander. Nach Abb. 7 stellen die Spektren eine Überlagerung zweier Quadrupoldubletts dar, von denen das mit der kleineren Aufspaltung die doppelte Intensität besitzt. Aufgrund der Kristallstruktur deuteten daher Both et al. das Dublett mit der Intensität I=2 als das HFS-Spektrum der Sn-Kerne auf Platz IV, und das mit der Intensität I=1 als das des Sn auf Platz III.

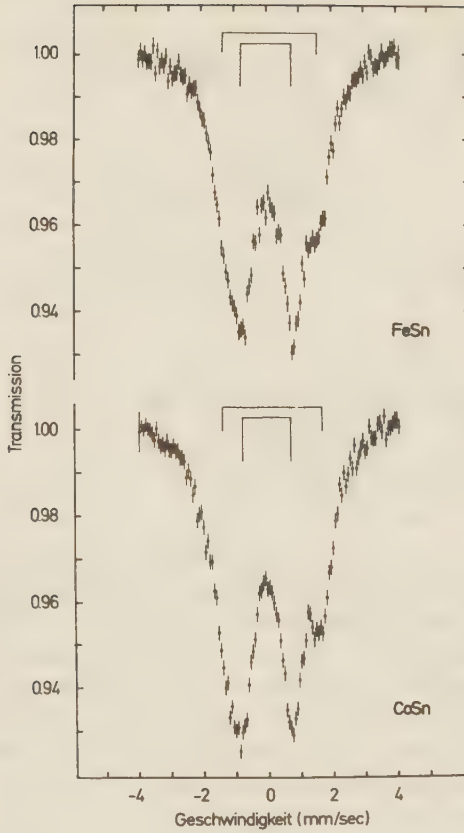


Abb. 7: Mössbauerspektren des paramagnetischen FeSn und des CoSn. Die Quelle war Sn119m in Form von SnMg₂. Die Absorbertemperaturen betrugen 388°K (FeSn), bzw. 386,5°K (CoSn).

Während die Form des CoSn-Spektrums bis herab zu 4.2°K sich nicht verändert, beobachtet man unterhalb der Néeltemperatur im Sn119-Spektrum des FeSn zusätzlich magnetische Wechselwirkung an den Sn-Kernen, die auf Platz III eingebaut sind. Bei Stickstofftemperatur wirkt an den SnIII-Kernen ein effektives Magnetfeld von 34 KG, das im rechten Winkel zum elektrischen Feldgradienten steht. In Abb. 8 ist das nach Teil II berechnete Spektrum für $\mathcal{J}=90^{\circ}$ und zum Vergleich für $\mathcal{J}=0^{\circ}$ (Kurve a) eingezeichnet. φ, ψ und η wurden bei der Rechnung Null gesetzt.

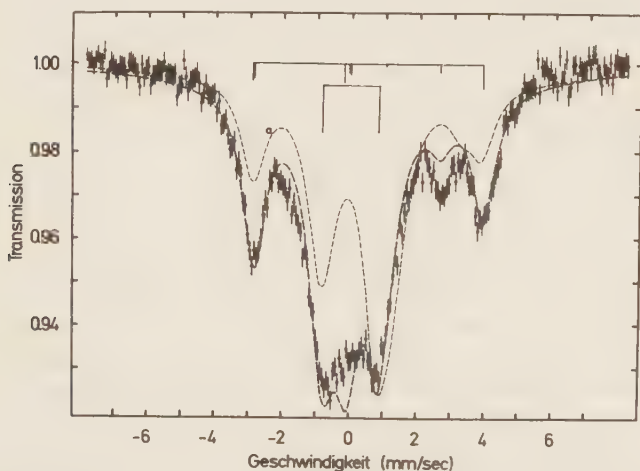


Abb. 8: FeSn-Resonanzabsorptionsspektrum der 23.9 keV γ -Strahlung des Sn119. (Absorbiertemperatur 77°K). Die gestrichelten Kurven sind die theoretischen Spektren für $\mathcal{J}=90^{\circ}$ und $\mathcal{J}=0^{\circ}$ (Kurve a).

Die elektrischen Quadrupolaufspaltungen ändern sich nur schwach mit der Temperatur. Im FeSn findet man am Fe bei 4.2°K denselben Wert wie im paramagnetischen Zustand. Die Quadrupolwechselwirkungen des Sn in der Fe- und in der Co-Legierung sind bei Stickstofftemperatur etwa 5% größer als oberhalb der Néeltemperatur.

Nach Teil II lassen sich das Vorzeichen und die Richtung von V_{zz} (relativ zum inneren Feld) nur für die Gitterplätze angeben, auf denen gleichzeitig elektrische und magnetische HFS auftreten. Obwohl diese Voraussetzung im CoSn nicht erfüllt ist, kann man infolge der Identität der Kristallstrukturen und der Sn-Spektren des CoSn und des FeSn im paramagnetischen Zustand annehmen, daß die elektrischen Feldgradienten in der Co-Legierung dieselben wie im FeSn sind. Die experimentell bestimmten inneren Felder und Quadrupolaufspaltungen der B35-Strukturen CoSn und FeSn sind in Tab. II zusammengestellt. Bei der Auswertung aller Spektren wurde axiale Symmetrie von V_{zz} angenommen.

	FeSn		CoSn
	Fe57	Sn119	Sn119
H_i [KG] $T=4.2^\circ\text{K}$	146 (I) ^{a)} 158 (II) ^{a)}	36 ± 2 (III) <5 (IV)	0 (III) 0 (IV)
$T=77^\circ\text{K}$	145.0 ± 2 (I) 153.5 ± 2 (II)	34 ± 1 (III) <5 (IV)	0 (III) 0 (IV)
$eQV_{zz}/4$ [mm/sec] $T=77^\circ\text{K}$	-0.27 ± 0.02 (I) -0.27 ± 0.02 (II)	-1.53 ± 0.09 (III) 0.80 ± 0.06 (IV)	-1.63 ± 0.06 (III) ^{c)} 0.81 ± 0.06 (IV) ^{b)}
$T > T_N(\text{FeSn})$	-0.27 ± 0.02 ($T=375^\circ\text{K}$)	-1.45 ± 0.09 (III) 0.77 ± 0.06 (IV) ($T=437^\circ\text{K}$)	-1.55 ± 0.06 (III) ^{c)} 0.78 ± 0.06 (IV) ^{b)} ($T=291^\circ\text{K}$)
$\text{sgn } V_{zz}$	- (I) - (II)	+ (III)	+ (III) ^{c)}
$\mathcal{J}$ ($\varphi=\psi=0$)	0° (I) 60° (II)	90° (III)	

Tab. II: Innere Felder und Quadrupolaufspaltungen in FeSn und CoSn ($\eta=0$).

a) Nach [7]

b) Das Vorzeichen läßt sich aus den vorliegenden Messungen nicht entnehmen, da am SnIV keine magnetische Wechselwirkung feststellbar ist.

c) Die Vorzeichen wurden in Analogie zum FeSn gewählt.

c) Diskussion

Das Fe57-Spektrum des FeSn im antiferromagnetischen Zustand konnten Both et al. aufgrund der von Yamaguchi und Watanabe vorgeschlagenen magnetischen Struktur erklären unter der Annahme, daß an den Fe-Kernen ein axialsymmetrischer Feldgradient wirksam ist, dessen Achse in Richtung der nächsten Sn-Nachbarn weist. Gemäß Abb. 5 besetzt daher das Fe zwei Arten von Gitterplätzen, die sich im Winkel zwischen der elektrischen und magnetischen Quantisierungsachse unterscheiden:

Auf Platz I beträgt der Winkel Null Grad, und auf Platz II 60° . In Übereinstimmung mit den Intensitäten der beiden in Abb. 6 eingezeichneten Systeme sind die Plätze im Verhältnis 1:2 besetzt.

Die Gesamtaufspaltungen der HFS-Spektren der Fe-Kerne im FeSn auf Platz I und Platz II betragen bei Stickstofftemperatur (4.68 ± 0.07) mm/sec und (5.04 ± 0.07) mm/sec. Daraus erhält man als innere Felder (für $\eta=0$): *)

$$H \text{ (I)} = (145.0 \pm 2) \text{ KG}$$

$$H \text{ (II)} = (153.5 \pm 2) \text{ KG}$$

Den Unterschied der effektiven Magnetfelder auf den beiden Fe-Plätzen führen Both et al. darauf zurück, daß die Kopplung der magnetischen FeII-Momente durch direkte Austauschwechselwirkung, dagegen die der Fe-Ionen auf Platz I durch Superaustauschwechselwirkung über das zwischenliegende SnIII zustande kommt. Diese Kopplung über das Sn bewirkt auch eine Polarisation der Sn-Hülle [8] und ist daher die Ursache für das innere Feld an den SnIII-Kernen, da ein Magnetfeld von 34 KG nicht das Streufeld der magnetischen Momente der sechs nächsten Fe-Nachbarn sein kann; denn

*) Da bei einem festen inneren Feld die Gesamtaufspaltung des Spektrums vom Winkel zwischen elektrischer und magnetischer Quantisierungsachse abhängt, sind die Verhältnisse der Gesamtaufspaltungen und der inneren Felder verschieden groß.

dieses verschwindet aufgrund der Kristallsymmetrie. Selbst unter der Annahme, daß durch Abweichung von der exakten hexagonalen Symmetrie sich die Streufelder nicht wegheben, kann das resultierende Magnetfeld am SnIII nicht größer als 20 KG sein.

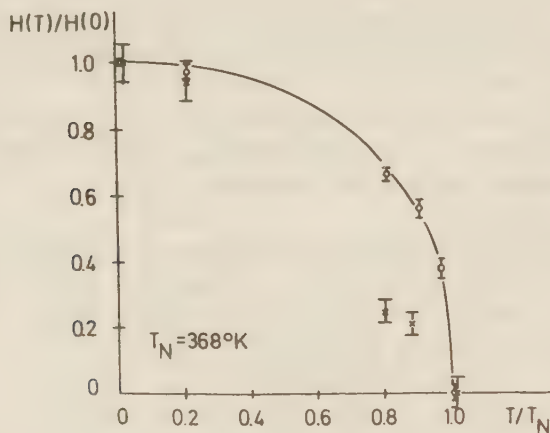


Abb. 9: Effektive Magnetfelder an den Fe- und SnIII-Kernen im FeSn als Funktion der Temperatur. Die experimentell gefundene Néeltemperatur beträgt $368 \pm 5^\circ\text{K}$.

Ein Vergleich der effektiven Magnetfelder am Fe und am SnIII für verschiedene Temperaturen ist in Abb. 9 durchgeführt. Infolge der komplizierten Struktur des Fe-Spektrums wurde zur Vereinfachung der Auswertung nur das innere Feld an den FeII-Plätzen berücksichtigt. Oberhalb der Néeltemperatur verschwindet an beiden Kernen die magnetische HFS, jedoch wächst das effektive Magnetfeld am Sn mit fallender Temperatur langsamer als das Fe-Feld. Dies deutet darauf hin, daß das effektive Magnetfeld am SnIII zwar primär durch die Fe-Spins erzeugt wird, seine Temperaturabhängigkeit aber nicht ausschließlich durch den thermischen Mittelwert der Fe-Spins bestimmt ist.

Die Analyse der Spektren schließt auch eine magnetische Wechselwirkung der SnIV-Kerne mit einem Feld von maximal 5 KG bei He-Temperatur nicht aus, da das entsprechende Quadrupoldublett im antiferromagnetisch geordneten Zustand in seiner Form zwar erhalten bleibt, jedoch eine schwache Verbreiterung der beiden Linien angedeutet ist. Falls diese Verbreiterung magnetischer Natur ist, könnte sie durch die antiferromagnetische Kopplung der darüber und darunter liegenden Fe-Spins durch Superaustausch hervorgerufen werden.

Da sich aus den Mössbauerspektren die Orientierung der inneren Felder relativ zu den Feldgradienten an den Fe- und Sn-Kernen entnehmen läßt, kann man die kristallographische Richtung der inneren Magnetfelder bestimmen, wenn die Richtungen der elektrischen Feldgradienten bekannt sind. Während sich in Ionenkristallen die von den übrigen Gitterbausteinen hervorgerufenen Feldgradienten aus der Kristallstruktur und den Ionenladungen berechnen lassen, ist dies in metallischen Festkörpern nicht ohne weiteres möglich. Denn erstens werden die positiven Metallionenladungen durch die Leitungselektronen abgeschirmt und zweitens rufen die Leitungselektronen selbst einen zusätzlichen Feldgradienten hervor. Beispielsweise fanden Borsa und Barnes [9] im β -Sn einen Leitungselektronenfeldgradienten an den Sn-Kernen, der den Kristallfeldgradienten um eine Größenordnung überwiegt und das entgegengesetzte Vorzeichen hat. Rechnerisch läßt sich dieser Anteil nur schwer abschätzen, da man dazu eine genaue Kenntnis der Leitungselektronenwellenfunktionen benötigt. Dies zeigen auch Messungen von Barnaal et al. [10], nach denen der Leitungselektronen-EFG im Be sich im Vorzeichen vom Kristall-EFG unterscheidet, während nach theoretischen Rechnungen von Das und Pomerantz [11] beide dasselbe Vorzeichen haben. In Legierungen kommt als weitere Komplikation hinzu, daß in vielen Fällen die effektiven Ionenladungen der verschiedenen Legierungskomponenten unbekannt sind. Da jedoch das Kristallfeld den Leitungselektronenwellen-

funktionen bis auf einen Phasenfaktor seine Symmetrie aufzwingt, hat der Leitungselektronen-EFG die Symmetrie des Kristallfeld-EFG. Daher können aus der Gitterstruktur auch in metallischen Verbindungen die Richtungen der Feldgradienten berechnet werden. Dazu wurden die Metallionen als Punktladungen am Gittersollort aufgefaßt und die Kristallfeldgradienten der einzelnen Nachbarschalen aufsummiert. Obwohl die Beiträge der weiter entfernten Nachbarschalen nur mit r^{-1} abfallen, konvergiert die Reihe wegen der wechselnden Vorzeichen relativ schnell.

An den Fe-Kernen im FeSn ergibt die Rechnung für den von den ersten zehn Nachbarschalen hervorgerufenen Kristallfeld-EFG:

$$\begin{aligned} V_{x'x'} \text{ (berechnet)} &= (-3.34q_{\text{Fe}} + 1.71q_{\text{Sn}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \\ V_{y'y'} \text{ (")} &= (0.73q_{\text{Fe}} + 0.23q_{\text{Sn}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \\ V_{z'z'} \text{ (")} &= (2.61q_{\text{Fe}} - 1.94q_{\text{Sn}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \end{aligned}$$

Dabei sind q_{Fe} und q_{Sn} die effektiven Fe- und Sn-Ladungen in Einheiten der positiven Elementarladung. x', y', z' ist ein rechtwinkeliges Koordinatensystem mit dem betrachteten Fe-Kern im Ursprung. Die y' -Achse weist in Richtung der nächsten Sn-Nachbarn in der Fe-Ebene und die z' -Achse ist parallel zur c -Achse des Kristalls (vgl. Abb. 4).

Experimentell wurde gemäß Tab. II ein negativer Gesamt-EFG am Fe gefunden, der mit dem inneren Feld Winkel von 0° (Fe auf Platz I) und 60° (Fe auf Platz II) bildet. Daraus ergibt sich in Übereinstimmung mit den Neutronenbeugungsmessungen von Yamaguchi und Watanabe, daß das innere Feld an den Fe-Kernen in der c -Ebene liegt. Denn wenn es parallel zur c -Achse - wie beim isomorphen FeGe [12] - stünde, könnten nur Winkel von 0° oder 90° mit dem EFG auftreten. Unter der Annahme, daß die inneren Felder wie in [6] vorgeschlagen in $[100]$ -Richtung liegen, folgt weiter, daß der EFG parallel zur y' -Achse ist, da er nur in diesem Fall mit dem inneren Feld Winkel von 0° und 60° bildet. Daraus kann man abschätzen, daß das Verhältnis der effektiven Sn- und Fe-Ladungen im FeSn etwa 1.65 beträgt, denn nur für

$1.35 \leq q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} \leq 1.95$ überwiegt $V_{y'y'}$, die beiden anderen Komponenten des diagonalisierten EFG-Tensors.

Für $q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} = 1.65$ erhält man mit einem Sternheimer-Antishielding-Faktor *) $\gamma_{\infty} = -10$ und einem Kernquadrupolmoment $Q = +0.33 \text{ b}$ [14] eine dem Kristall-EFG $V_{y'y'}$ entsprechende Quadrupolaufspaltung des Eisens von

$$eQV_{y'y'}/4 \text{ (berechnet)} = +0.213 \cdot q_{\text{Fe}} \text{ mm/sec}$$

Die berechnete Kristallfeldaufspaltung hat also das entgegengesetzte Vorzeichen wie die gemessene. Schreibt man dies ausschließlich den Leitungselektronen zu, so folgt daraus, daß der Leitungselektronen-EFG am Fe-Kern für $q_{\text{Fe}}=1$ etwa doppelt so groß wie der Kristall-EFG ist und das entgegengesetzte Vorzeichen hat.

Das negative Vorzeichen des Gesamt-EFG könnte allerdings auch dadurch zustande kommen, daß wegen der nicht vollständig aufgefüllten 3d-Schale die Elektronenhülle des Eisens nicht kugelsymmetrisch ist und dadurch ein zusätzlicher EFG am Fe-Kern erzeugt wird, der das entgegengesetzte Vorzeichen wie der Kristall-EFG [3] hat. Da jedoch dieser EFG der eigenen Hülle eine mit steigender Temperatur abnehmende Quadrupolaufspaltung zur Folge hat und die experimentell gefundenen Aufspaltungen bei 4.2°K und über 370°K im Rahmen der Meßgenauigkeit dieselben sind, scheinen die Leitungselektronen den überwiegenden Anteil zum Gesamt-EFG zu liefern.

Am SnIII steht das Koordinatensystem x', y', z' , in dem der EFG-Tensor diagonal ist, parallel zu dem System am Fe-Kern; d.h. z' weist in Richtung der c-Achse und x' und y' liegen in der c-Ebene. Die von den zehn nächsten Nachbarschalen

*) Die Sternheimerfaktoren des Eisens betragen [13]:

$$\gamma_{\infty}(\text{Fe-Atom}) = -10.68 \quad \gamma_{\infty}(\text{Fe}^{3+}) = -9.14$$

Beim Sn^{4+} ist γ_{∞} von der gleichen Größenordnung [9]:

$$\gamma_{\infty}(\text{Sn}^{4+}) \sim -10$$

erzeugten Feldgradienten lauten:

$$\begin{aligned} V_{x',x'} \text{ (berechnet)} &= (-2.11q_{\text{Fe}} - 0.045q_{\text{Sn}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \\ V_{y',y'} \text{ (")} &= V_{x',x'} \\ V_{z',z'} \text{ (")} &= (4.22q_{\text{Fe}} + 0.089q_{\text{Sn}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \end{aligned}$$

Der Kristall-EFG wird also fast ausschließlich von den nächsten Fe-Nachbarn hervorgerufen. Da $V_{z',z'}$, die extremale Komponente ist, ist er positiv und liegt in Richtung der c-Achse. Als Quadrupolaufspaltung ergibt sich mit $\gamma_{\infty} = -10$ und einem Quadrupolmoment $Q = -0.07 \text{ b}$ [14] unter Vernachlässigung des Beitrages der Sn-Nachbarn:

$$eQV_{z',z'}/4 \text{ (berechnet)} = -0.102 \cdot q_{\text{Fe}} \text{ mm/sec}$$

Gemäß Tab. II hat zwar die experimentell gefundene Quadrupolaufspaltung am SnIII ein negatives Vorzeichen, jedoch ist sie etwa 15 mal größer. Daraus läßt sich schließen, daß der Leitungselektronen-EFG den Kristall-EFG um eine Größenordnung überwiegt und im Gegensatz zum Fe-Kern beide Anteile dasselbe Vorzeichen haben.

Ähnlich ergibt am SnIV der Kristall-EFG eine um eine Größenordnung kleinere Quadrupolaufspaltung als die gemessene. Der Unterschied hängt vom Ladungsverhältnis $q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}}$ ab. Für $q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} = 1.65$ und $V_{z',z'}$, als Quantisierungsachse ist die berechnete Kristallfeldaufspaltung unter Berücksichtigung der ersten fünf Nachbarschalen 23 mal kleiner als die experimentell gefundene von 0.80 mm/sec. Allerdings ist hier wegen der fehlenden bzw. eventuell unmeßbar kleinen magnetischen Wechselwirkung kein Vergleich der Vorzeichen möglich.

Da der EFG am SnIII parallel zur c-Achse weist und mit dem inneren Feld einen Winkel von 90° bildet, liegt gemäß dieser Analyse der Quadrupolaufspaltungen das effektive Magnetfeld am SnIII-Kern ebenso wie das am Fe in der c-Ebene. Wegen der Rotationssymmetrie des EFG um die c-Richtung (d.h. wegen $\eta=0$) kann aus den Messungen allerdings nicht entnommen werden, ob die beiden Felder parallel sind.

Im CoSn findet man auch an den SnIII-Kernen keine magnetische Wechselwirkung, und da beim analogen FeSn (und bei allen anderen untersuchten FeSn-Legierungen mit magnetischer Ordnung) mit Einsetzen der Ordnung auch im Sn-Spektrum magnetische HFS beobachtet wird, scheint CoSn bei 4.2°K noch paramagnetisch zu sein, oder eventuell das Co in dieser Legierung kein magnetisches Moment zu besitzen.

3) FeSn₂ und CoSn₂

a) Kristallstruktur und magnetische Eigenschaften

FeSn₂ und CoSn₂ kristallisieren in der tetragonalen C16-Struktur. Die Einheitszelle des FeSn₂ zeigt Abb. 10.

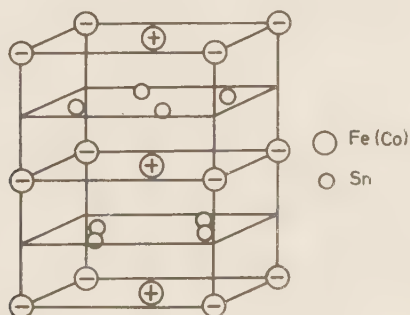


Abb. 10: Magnetische Elementarzelle des FeSn₂ nach Iyengar et al. [16]

Das Gitter ist aus reinen Sn- und reinen Fe-, bzw. Co-Schichten, die senkrecht zur c-Achse stehen, aufgebaut. Alle 3d- und alle Sn-Ionen besetzen kristallographisch äquivalente Plätze. Die Gitterkonstanten betragen [4]:

$$\begin{array}{lll} a = 6.533 \text{ \AA} & c = 5.321 \text{ \AA} & (\text{FeSn}_2) \\ a = 6.361 \text{ \AA} & c = 5.452 \text{ \AA} & (\text{CoSn}_2) \end{array}$$

FeSn₂ ist antiferromagnetisch mit einer Néeltemperatur von 380°K und einer asymptotischen Curietemperatur von -230°K.

CoSn_2 zeigt in dem von Kanematsu untersuchten Temperaturbereich ($T > 293^\circ\text{K}$) ein schwach paramagnetisches Verhalten [15]. Iyengar et al. [16] fanden durch Neutronenbeugungsmessungen (vgl. Abb. 10) am FeSn_2 unterhalb der Néeltemperatur eine ferromagnetische Kopplung der nächsten Nachbarn, während die übernächsten und drittnächsten Nachbarn antiferromagnetisch gekoppelt sind.

b) Experimentelle Ergebnisse

Mössbauer-Untersuchungen [7], [17], [18] zeigen unterhalb der Néeltemperatur auch am Sn magnetische Hyperfeinwechselwirkung. Bei Stickstofftemperatur wurden Magnetfelder von etwa 150 und 30 KG an den Fe- bzw. Sn-Kernen gemessen.

Obwohl es aufgrund der Kristallstruktur zu erwarten ist, beobachtet man im Fe^{57} -Spektrum weder im paramagnetischen noch im antiferromagnetischen Zustand elektrische Quadrupolaufspaltung.

Abb. 11 zeigt die Fe^{57} -Spektren des FeSn_2 bei 4.2°K in äußeren Magnetfeldern von 10, 30 und 50 KG. Das angelegte Feld weist in Beobachtungsrichtung. Mit wachsender Feldstärke tritt eine starke Verbreiterung der HFS-Linien auf, die bei den äußersten Linien besonders ausgeprägt und dem innersten Linienpaar am schwächsten ist. Zum Vergleich enthält Abb. 11 auch das Spektrum ohne äußeres Feld, aus dessen Aufspaltung man ein effektives Magnetfeld von 156 KG erhält.

Im Spektrum des Sn^{119} in FeSn_2 und CoSn_2 beobachtet man oberhalb der Néeltemperatur des FeSn_2 ein Quadrupoldublett; auch bei tieferen Temperaturen findet man beim CoSn_2 im Gegensatz zum FeSn_2 keine magnetische Wechselwirkung im Sn-Spektrum.

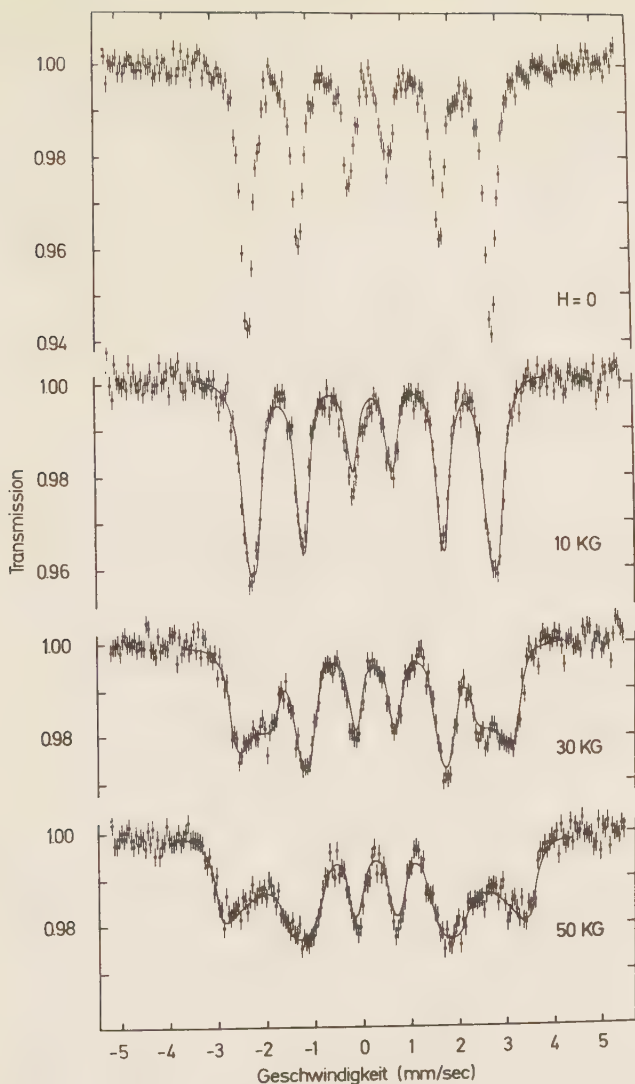


Abb. 11: Mössbauerspektren des FeSn₂ bei 4.2°K im äußeren Magnetfeld. Die Beobachtungsrichtung ist parallel zum angelegten Feld. Quelle: Fe57 in Cu. Die durchgezogenen Linien sind theoretische Spektren, die unter der Annahme berechnet wurden, daß die Untergittermagnetisierungsrichtungen durch das äußere Feld nicht verändert werden.

	FeSn ₂		CoSn ₂
	Fe57	Sn119	Sn119
H ₁ [KG] T=77°K	155 ± 2	30 ± 3 56 ± 5	---
eQV _{zz} /4 [mm/sec] T=77°K	0	+ 0.39 ± 0.08	+ 0.38 ± 0.08 a)
T=380°K	0	0.38 ± 0.04	0.31 ± 0.04

Tab. III: Innere Felder und Quadrupolaufspaltungen im FeSn₂ und CoSn₂

a) Das positive Vorzeichen wurde in Analogie zum FeSn₂ gewählt.

Im Gegensatz zu den früheren Untersuchungen [7], [17] und [18] zeigen die vorliegenden Messungen, daß das Sn-Spektrum des FeSn₂ eine Überlagerung von mindestens zwei HFS-Systemen darstellt. Denn bei Stickstofftemperatur sind gemäß Abb. 12 an den Außenflanken des in den oben zitierten Messungen allein aufgelösten 30KG-Spektrums zwei zusätzliche Linien erkennbar. Diese lassen sich als äußeres Linienpaar eines zweiten, gleich intensiven HFS-Spektrums deuten, dessen Aufspaltung einem inneren Feld von 56 KG bei 77°K entspricht. Die Struktur des gemessenen Spektrums läßt sich mit $\eta=0$ gut mit den Rechnungen des Teil II erklären, wenn man annimmt, daß das 30KG-Feld parallel und das stärkere Magnetfeld senkrecht zum Feldgradienten stehen. In Abb. 12 sind die beiden Systeme schematisch eingezeichnet. Sie geben zwar die Form des Spektrums bis auf eine Abweichung bei $v \approx 0$, die durch eine Zinnverunreinigung erklärt werden kann, richtig wieder, eine entsprechende Überlagerung von Lorentzkurven stimmt jedoch nur qualitativ mit der Meßkurve überein. Diese Diskrepanz liegt möglicherweise daran, daß der Asymmetrieparameter η des Feldgradienten von Null verschieden ist, wie es auch aufgrund der Gittersymmetrie zu erwarten ist. Infolge der wenig aufgelösten Struktur des Spektrums ist jedoch eine Bestimmung von η kaum möglich.

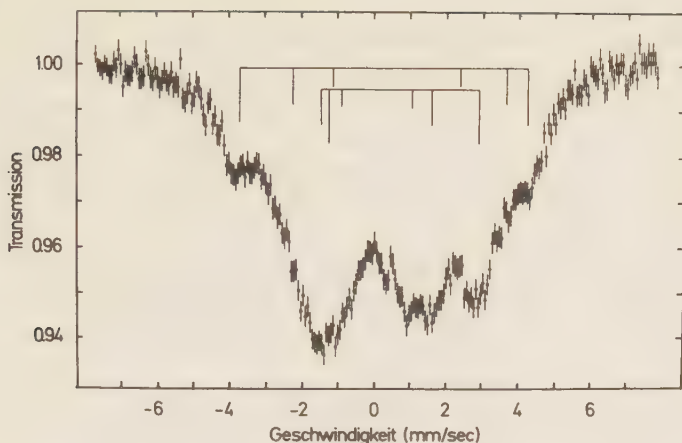


Abb. 12: Sn119-HFS-Spektrum des FeSn_2 bei Stickstofftemperatur. Der Absorber enthält Sn-Verunreinigungen, die bei $v \approx 0$ zum Spektrum beitragen.

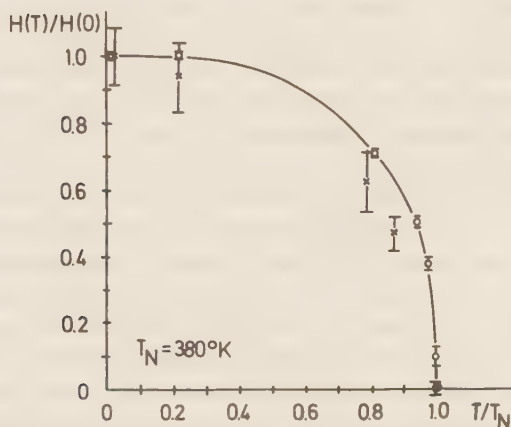


Abb. 13: Temperaturabhängigkeit des inneren Magnetfeldes am Fe und des 30KG-Feldes (bei 77°K) am Sn in der intermetallischen Verbindung FeSn_2 .

c) Diskussion

Ein Vergleich des Fe-Feldes mit dem schwächeren Sn-Feld ist für verschiedene Temperaturen in Abb. 13 durchgeführt. Das Magnetfeld an den Sn-Kernen wächst mit fallender Temperatur langsamer als das am Fe an. Daraus ergibt sich wie beim FeSn, daß die Temperaturabhängigkeit des Sn-Feldes nicht ausschließlich durch den thermischen Mittelwert der Fe-Spins bestimmt wird.

Das stärkere Magnetfeld an den Sn-Kernen kann nur bei tieferen Temperaturen (etwa unterhalb der Siedetemperatur des Stickstoffs) im Spektrum aufgelöst werden. Es wurde daher in Abb. 13 nicht berücksichtigt.

Da die experimentell gefundenen inneren Felder von 30 und 56 KG an den Sn-Kernen aus denselben Gründen wie beim FeSn nicht die Streufelder der magnetischen Momente des Eisens sein können, wird ebenso wie beim FeSn angenommen, daß durch Austauschwechselwirkung der benachbarten Fe-Spins die Sn-Hülle polarisiert wird, und daher an den Sn-Kernen die Aufwärts- und Abwärtsspindichten der s-Elektronen verschieden groß sind. Die Quantisierungsachse der Sn-Elektro-nenspins ist dann dieselbe wie die der 3d-Elektronen des Fe, und infolgedessen stehen an den Sn-Kernen die resultierenden Fermi-Kontaktfelder parallel oder antiparallel zu den magnetischen Momenten des Eisens. Wenn die Polarisierung der Sn-Hülle die alleinige Ursache für die Magnetfelder ist, können die beiden verschieden großen Feldstärken höchstens durch unterschiedlich große Austauschintegrale mit den nächsten Nachbarn gedeutet werden. Da nach dieser Vorstellung die inneren Felder am Sn in oder entgegengesetzt zur Richtung der Fe-Spins liegen, und da aus dem Mössbauerspektrum der Winkel zwischen dem inneren Feld und dem durch den Kristallbau bestimmten EFG entnommen werden kann, läßt sich aus der obigen Interpretation des Spektrums in Verbindung mit den Neutronenbeugungsdaten folgendes Modell für die absolute Orientierung der Fe-Spins im Kristall konstruieren:

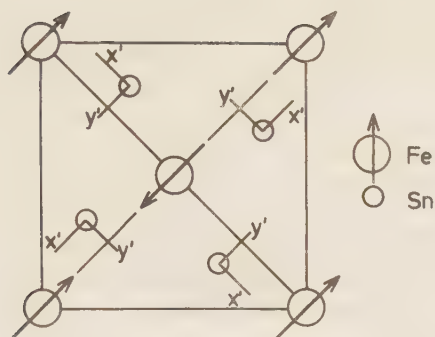


Abb. 14: Aufsicht auf eine Fe-Schicht in der c-Ebene des FeSn_2 einschließlich der darunter liegenden Sn-Ionen.

Abb. 14 zeigt fünf Fe-Ionen in einer c-Ebene und die vier darunter liegenden Sn-Ionen. Gemäß der Neutronenbeugungsdaten stehen die Spins der Fe-Ionen an den vier Ecken parallel zueinander und der Spin in der Mitte antiparallel dazu. x' und y' sind die x- und y-Achsen der Koordinatensysteme, in denen der Kristall-EFG an den Sn-Kernen diagonal ist. z' weist aus der Zeichenebene heraus. Man erhält nur dann übereinstimmend mit der obigen Deutung des Spektrums an der einen Hälfte der Sn-Kerne einen Winkel zwischen dem inneren Feld und dem EFG von 90° und an der zweiten Hälfte von Null Grad, wenn die Fe-Spins, und daher auch die inneren Felder am Sn, wie in Abb. 14 gezeichnet in $[110]$ -Richtung orientiert sind und der EFG in x' - oder y' -Richtung, also senkrecht zur c-Achse, liegt. Dieses Modell der Spinstruktur des FeSn_2 ließe sich durch Beugungsversuche mit polarisierten Neutronen testen.

Der von den ersten fünf Nachbarschalen hervorgerufene Kristall-EFG beträgt an den Sn-Kernen:

$$\begin{aligned} V_{x'x'} \text{ (berechnet)} &= (1.34q_{\text{Sn}} - 2.92q_{\text{Fe}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \\ V_{y'y'} \text{ (")} &= (-0.89q_{\text{Sn}} + 2.08q_{\text{Fe}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \\ V_{z'z'} \text{ (")} &= (-0.45q_{\text{Sn}} + 0.84q_{\text{Fe}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \end{aligned}$$

Die Orientierung der Koordinatensysteme x', y', z' mit einem Sn-Kern im Ursprung ist in Abb. 14 angegeben.

Da nach dem obigen Modell der Spinstruktur des FeSn_2 der Gesamt-EFG in der c -Ebene liegt, scheidet die z' -Richtung als elektrische Quantisierungsachse aus, und $V_{x'x'}$, oder $V_{y'y'}$, sollten extremal sein. Das ist für folgende Werte von $q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}}$ der Fall:

$$\begin{aligned} 0 \leq q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} \leq 1.85 & \quad V_{x'x'} = \text{Extremum}, V_{x'x'} < 0 \\ 1.85 \leq q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} \leq 2.20 & \quad V_{y'y'} = \text{Extremum}, V_{y'y'} > 0 \\ 2.30 \leq q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} & \quad V_{x'x'} = \text{Extremum}, V_{x'x'} > 0 \end{aligned}$$

Je nach dem Ladungsverhältnis ist also der Kristall-EFG positiv oder negativ; daher kann beim FeSn_2 nicht in eindeutiger Weise entschieden werden, ob der Kristall-EFG und der Leitungselektronen-EFG am Sn dieselben Vorzeichen haben. Nimmt man an, daß $q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}}$ ebenso wie beim FeSn etwa 1.65 beträgt, so erhält man als theoretische Quadrupolaufspaltung mit $\gamma_{\infty}(\text{Sn}) = -10$:

$$eQV_{x'x'}/4 \text{ (} q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}}=1.65 \text{)} = +0.017 \cdot q_{\text{Fe}} \text{ mm/sec (} V_{x'x'} < 0 \text{)}$$

In diesem Falle wäre also der Leitungselektronen-EFG etwa 20 mal größer (für $q_{\text{Fe}} = 1$) als der Kristall-EFG und beide hätten dasselbe Vorzeichen.

Als Kristall-EFG am Fe ergibt die Rechnung unter Berücksichtigung der ersten sechs Nachbarschalen:

$$\begin{aligned} V_{x'x'} \text{ (berechnet)} &= (-1.50q_{\text{Sn}} + 1.14 q_{\text{Fe}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \\ V_{y'y'} \text{ (")} &= V_{x'x'} \\ V_{z'z'} \text{ (")} &= (2.99q_{\text{Sn}} - 2.28 q_{\text{Fe}}) \cdot 10^{20} \text{ V/m}^2 \end{aligned}$$

z' ist parallel zur c -Achse und x' und y' liegen in der c -Ebene entlang der Kanten des in Abb. 14 gezeichneten Quadrats.

Da man experimentell weder im paramagnetischen noch im antiferromagnetischen Zustand des FeSn_2 am Fe eine Quadrupolaufspaltung beobachtet, ist entweder das Ladungsverhältnis $q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} \approx 0.76$ (dafür verschwindet der Kristall-EFG), oder der Leitungselektronen-EFG hebt den Kristall-EFG gerade auf. Im zweiten Fall ergibt sich für $q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}} = 1.65$ als Kristallfeldaufspaltung ($\gamma_{\infty}(\text{Fe}) = -10$):

$$eQV_{z'z'}/4 (q_{\text{Sn}}/q_{\text{Fe}}=1.65) = +0.50 \cdot q_{\text{Fe}} \text{ mm/sec} \quad (V_{z'z'} > 0)$$

Das heißt, die vom Leitungselektronen-EFG hervorgerufene Quadrupolaufspaltung hätte denselben Wert wie am Fe im FeSn , und wäre entgegengesetzt zur Aufspaltung durch den Kristall-EFG.

Analog zu CoSn und FeSn ist die elektrische Quadrupolaufspaltung des CoSn_2 im Rahmen der Meßgenauigkeit gleich der des FeSn_2 . Wegen derselben Gittersymmetrie der beiden Verbindungen kann man deshalb annehmen, daß auch die Vorzeichen der Feldgradienten gleich sind. Bei Stickstofftemperatur beträgt daher die Aufspaltung für CoSn_2

$$eQV_{zz}/4 = +(0.38 \pm 0.08) \text{ mm/sec} \quad (V_{zz} < 0)$$

Da im Sn -Spektrum auch bei tiefen Temperaturen keine magnetische Wechselwirkung sichtbar ist, scheint CoSn_2 auch noch bei 4.2°K paramagnetisch zu sein.

Die Fe-Spektren des FeSn_2 (Abb. 11) im äußeren Magnetfeld H zeigen, daß die Untergittermagnetisierungen auch durch ein äußeres Feld von 50 KG nicht aus der leichten Achse herausgedreht werden, in die sie sich spontan eingestellt haben. Infolge des polykristallinen Absorbers sind daher die inneren Magnetfelder an den einzelnen Fe-Kernen statistisch zur Richtung des angelegten Magnetfeldes verteilt, und das Spektrum stellt dementsprechend eine Überlagerung von Sextetten dar, deren Aufspaltung statistisch um den Wert für $H=0$ verteilt ist. Die unter dieser Annahme berechneten Spektren sind in der Abbildung eingezeichnet. Die Halbwertsbreite, das innere Feld und die Intensität der äußersten Linien wurden aus der Messung ohne äußeres Feld entnommen und ohne zusätzliche Anpassung die Spektren für die verschiedenen

äußeren Felder berechnet.

Aus der Form der Spektren läßt sich entnehmen, daß sich die Untergittermagnetisierungen selbst durch ein äußeres Feld von 50 KG bei 4.2°K praktisch nicht verkannten.

Herrn Prof. Dr. H. Wegener bin ich für diese Arbeit und die Diskussionen, die viel zu ihrem Abschluß beigetragen haben, sehr zu Dank verpflichtet.

Den Herren Dr. G. Ritter, Dipl.-Phys. B. Braunecker, Dipl.-Phys. W. Bruckner und Dipl.-Phys. G. Rupp danke ich für die gute Zusammenarbeit und stete Hilfsbereitschaft. Besonderer Dank gilt meinem Kollegen cand. phys. H. Spiering; mit ihm habe ich klärende und z.T. recht hitzige Debatten über den theoretischen Teil dieser Arbeit geführt.

Den Angehörigen der Institute für Werkstoffwissenschaften, Abt. Prof. Dr. B. Ilchner, und für Anorganische Chemie, Abt. Prof. Dr. K. Brodersen, danke ich für ihre freundliche Hilfe bei der Herstellung und Analyse der Legierungen.

Zu Dank bin ich auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft verpflichtet, die einen Teil der verwendeten Geräte zur Verfügung stellte und vor allem mich persönlich finanziell unterstützte.

Literatur

- [1] A. Abragam in Low Temperature Physics, Gordon and Breach, New York, 1962
- [2] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, The Feynman Lectures on Physics III, Reading, 1963
- [3] H. Wegener, Der Mössbauereffekt und seine Anwendung in Physik und Chemie, Mannheim, 1965
- [4] M. Hansen and K. Anderko, Constitution of Binary Alloys, New York, 1958
- [5] H. Yamamoto, Journ. Phys. Soc. Jap. 21, 1058, 1966
- [6] K. Yamaguchi and H. Watanabe, Journ. Phys. Soc. Jap. 22, 1210, 1966
- [7] E. Both, G. Trumpy, J. Träft, P. Ostergaard, C. Djéga-Mariadassou, and P. Lecocq in: Hyperfine Structure and Nuclear Radiations, Proc. of a Conf. held at Asilomar, Pacific Grove, California, August 20-30, 1967
E. Matthias, D. A. Shirley (Ed.)
- [8] R. E. Watson and A. J. Freeman, Phys. Rev. 123, 2027, 1961
- [9] F. Borsa and R. G. Barnes, Phys. Rev. Lett. 12, 281, 1964
- [10] D. E. Barnaal, R. G. Barnes, B. R. McCart, L. W. Mohn, and D. R. Torgeson, Phys. Rev. 157, 510, 1967
- [11] T. P. Das and M. Pomerantz, Phys. Rev. 123, 2070, 1961
- [12] H. Watanabe and N. Kunitomi, Journ. Phys. Soc. Jap. 21, 1058, 1966
- [13] R. M. Sternheimer, Phys. Rev., 159, 266, 1967
- [14] A. H. Muir, K. J. Ando, and H. M. Coogan, Mössbauer Effect Data Index 1958-1965, Interscience Publishers, New York

- [15] K. Kanematsu, K. Yasukochi, and T. Ohoyama, Journ. Phys. Soc. Jap. 15, 2358, 1960
- [16] P. K. Iyengar, B. A. Dasannacharya, P. R. Vijayaraghavan, and A. P. Roy, Journ. Phys. Soc. Jap. 17 (Suppl. III), 41, 1962
- [17] V. I. Nikolaev, Y. I. Shcherbina, and S. S. Yakimov, Soviet Phys. JETP 18, 878, 1964
- [18] G. Fabri, E. Germagnoli, M. Musci, and G. C. Locati, Nuovo Cim. 40 B, 178, 1965

Lebenslauf

Am 31. Mai 1940 wurde ich als zweites Kind des Kaufmanns Gerhard Beckmann und seiner Ehefrau Johanna, geb. Leutner, in Breslau geboren. Im September 1947 trat ich in Reuth/Ofr. in die Volksschule ein und erhielt 1959 am Neuen Gymnasium Nürnberg das Reifezeugnis.

Das Physikstudium begann ich im November 1959 an der Universität Erlangen und legte im November 1962 die Diplom-Vorprüfung ab. Meine Diplomarbeit fertigte ich bei Prof. Dr. H. Wegener an. Nach der Diplomhauptprüfung im Juli 1966 war ich ab 1. September 1966 im Rahmen eines von der Deutschen Forschungsgemeinschaft geförderten Forschungsvorhabens bei Prof. Dr. H. Wegener als Doktorand am Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg beschäftigt. In dieser Zeit ist die vorliegende Arbeit entstanden.

Am 30.8.1966 heiratete ich Fräulein Ursula Däubner.

Erlangen, 9.6.1969

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
